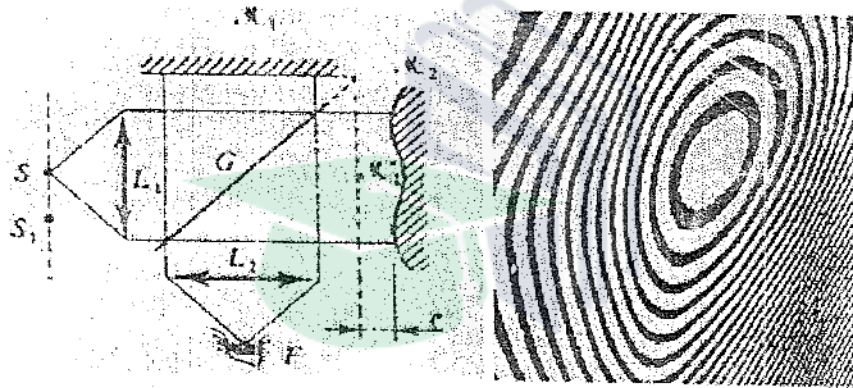




Université Sidi Mohamed Ben Abdellah
Faculté des Sciences - Dhar El Mahraz
Département de Physique
- FES -



Résumé du Cours d'Optique Physique SMP / S3 - 2011/2012



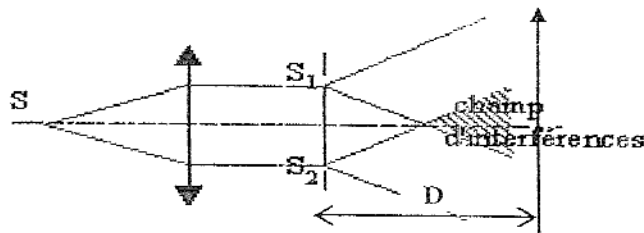
exosup.com

- I - Différents dispositifs interférentiels classiques par division du front d'ondes
- II - Dispositifs interférentiels à deux ondes par division d'amplitude
- III - Diffraction à l'infini par deux fentes identiques
- IV - Diffraction à l'infini par un réseau plan (R)
- V - Applications des interférences: Les interféromètres
- VI - Quelques éléments sur la polarisation de la lumière

El Meskini A.

I - Différents dispositifs interférentiels classiques par division du front d'ondes:

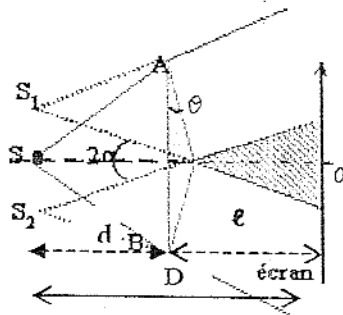
1- Fentes (ou trous) d'Young :



$$I(\varphi) = 2a_0^2(1 + \cos \varphi) ; \quad \varphi = (2\pi/\lambda)\delta.$$

$$\delta = \frac{ax}{D} ; a = S_1S_2 \quad \text{et} \quad x = OM, \quad i = \frac{\lambda D}{a}$$

2- Bi prismes de Fresnel :

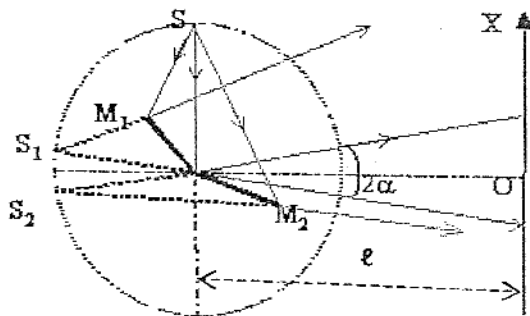


$$I(\varphi) = 2a_0^2(1 + \cos \varphi) ; \quad \varphi = (2\pi/\lambda)\delta.$$

$$\delta = \frac{ax}{D} ; a = S_1S_2 \approx 2d\alpha ; D = d + \ell \quad \text{et} \quad x = OM$$

$$i = \frac{\lambda D}{a} = \frac{\lambda(d + \ell)}{2d\alpha} ; \quad \alpha = (n-1)\theta$$

3- Miroirs de Fresnel :

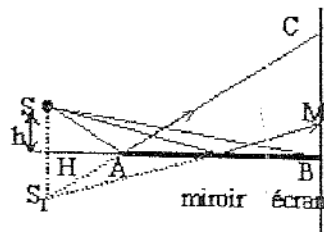


$$I(\varphi) = 2a_0^2(1 + \cos \varphi) ; \quad \varphi = (2\pi/\lambda)\delta.$$

$$\delta = \frac{ax}{D} ; a = S_1S_2 \approx 2R\alpha ; D = R + \ell \quad \text{et} \quad x = OM$$

$$i = \frac{\lambda D}{a} = \frac{\lambda(R + \ell)}{2R\alpha}$$

4- Miroir de Lloyd :

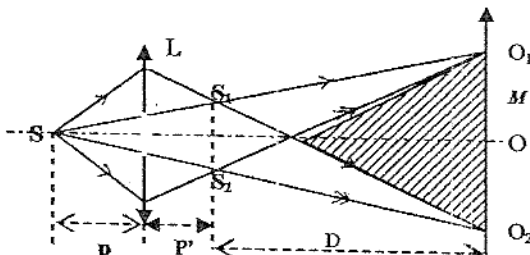


$$I(\varphi) = 2a_0^2(1 - \cos \varphi) ; \quad \varphi = (2\pi/\lambda)\delta.$$

$$\delta = \frac{ax}{D} ; a = S_1S_2 = 2h ; D = HA + AB$$

$$\text{et} \quad x = OM = BM ; \text{ Soit : } i = \frac{\lambda D}{a} = \frac{\lambda D}{2h}$$

5- Bi lentilles de Billet



$$I(\varphi) = 2a_0^2(1 - \cos \varphi) ; \quad \varphi = (2\pi/\lambda)\delta.$$

$$\delta = \frac{ax}{D} ; a = S_1S_2 ; \quad \text{et} \quad x = OM$$

$$\text{Soit : } i = \frac{\lambda D}{a}$$

NB. : Dans tous les cas les franges d'interférences sont rectilignes équidistantes et parallèles, alternativement sombres et brillants. La frange centrale est brillante sauf dans le cas du miroir de Lloyd, cette frange est sombre à cause de déphasage supplémentaire (π) du à la réflexion sur le miroir.

II - DISPOSITIFS INTERFERENTIELS ADEUX ONDES PAR DIVISION D'AMPLITUDE

A - Lame à faces parallèles :

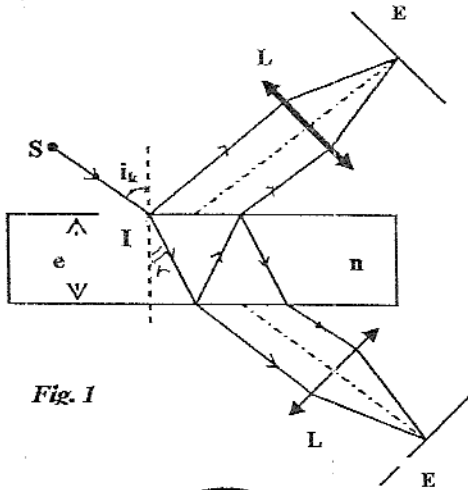


Fig. 1

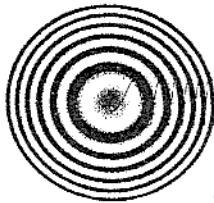


Fig. 2 : Franges d'interférences circulaires

* Par réflexion : $\delta_r = 2ne \cos r_k + \lambda/2$.

* Par transmission : $\delta_t = 2ne \cos r_k$.

- L'ordre d'interférence pour une incidence i_k :

$$P_k = \delta_r / \lambda = (2ne \cos r_k) / \lambda + 1/2.$$

- L'ordre d'interférence au centre ($i=r=0$) :

$$P_0 = \delta_0 / \lambda = (2ne) / \lambda + 1/2.$$

- La différence : $P_0 - P_k = k = (2ne/\lambda)(1 - \cos r_k)$.

Or i_k et r_k sont petits : $\cos r_k \approx 1 - r_k^2/2 = 1 - i_k^2/2n^2$.

Il vient que :

$$k = P_0 - P_k = (2ne/\lambda)(i_k^2/2n^2) = e i_k^2 / \lambda n.$$

$$\text{Soit : } i_k^2 = k \lambda n / e, \quad \text{et} \quad i_k = \sqrt{k} \sqrt{\frac{\lambda n}{e}}.$$

i_k est l'angle sous lequel on voit le $k^{\text{ème}}$ anneau.

Dans le plan focal image d'une lentille de distance focale f , le rayon du $k^{\text{ème}}$ anneau est donné par :

$$\rho_k = f \cdot i_k = f \sqrt{k} \sqrt{\frac{\lambda n}{e}}.$$

Les franges d'interférences sont de formes circulaires, alternativement sombres et brillantes. (des anneaux concentriques)

B - Lame à épaisseur variable (lame prismatique) :

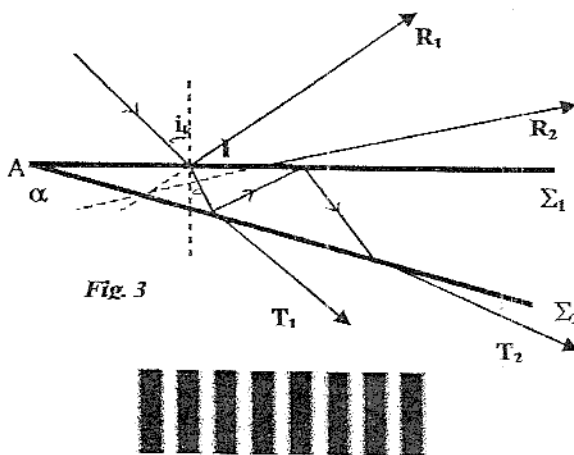


Fig. 3

Fig. 4 : Franges d'interférences rectilignes d'égale épaisseur

Comme pour une lame à faces parallèles :

* Par réflexion : $\delta_r = 2n \alpha x \cos r_k + \lambda/2$.

* Par transmission : $\delta_t = 2n \alpha x \cos r_k$.

- Par transmission l'ordre d'interférence pour une incidence i_k : $P_k = \delta_r / \lambda = (2n \alpha x \cos r_k) / \lambda$.

Le point I correspond à l'épaisseur e de la lame. La distance : $AI = x$, et $e \approx \alpha x$.

Donc la différence de marche en fonction de α et x devient :

* Par réflexion : $\delta_r = 2n \alpha x \cos r_k + \lambda/2$.

* Par transmission : $\delta_t = 2n \alpha x \cos r_k$.

Equation des franges brillantes : $\delta = k\lambda$.

En différentiant les deux membres on a :

$$(2n \alpha \cos r_k) dx = \lambda dk.$$

L'interfrange i est tel que : $dk = 1$, $dx = i = \lambda / (2n \alpha \cos r_k)$.

D'où l'expression de l'interfrange :

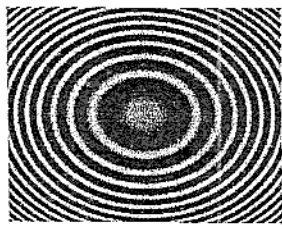
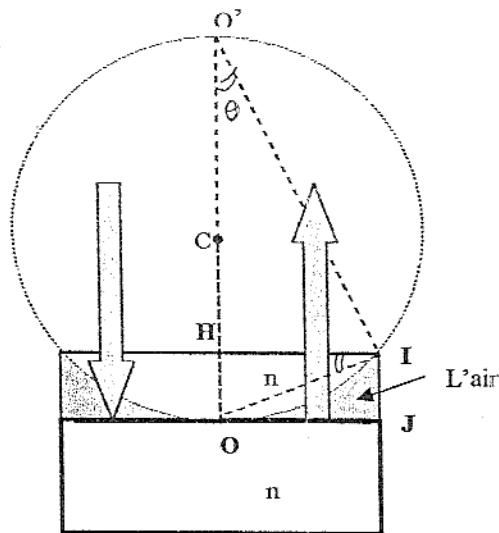
$$i = \frac{\lambda}{2n \alpha \cos r_k}.$$

Rq : En incidence normale ($\cos r_k = 1$) l'expression de l'interfrange devient :

$$i = \frac{\lambda}{2n \alpha}$$

Les franges d'interférences sont rectilignes, équidistantes, parallèles entre elles et parallèles à l'arrêt A de la lame, alternativement sombres et brillantes, localisées sur la face Σ_1 de la lame. Ce sont des franges d'égale épaisseur.

C – Dispositif de NEWTON :



L'observation est par réflexion, ainsi comme pour une lame à faces parallèles, en incidence normale:

$$\delta_r = 2ne + \lambda/2.$$

- L'ordre d'interférence : $P_k = \delta_r/\lambda = 2ne/\lambda + 1/2$.

Le point I correspond à l'épaisseur $IJ = e$ de la lame utile de l'air ($n=1$). La distance : $HI = x$, et $OO' = 2R \gg e$, Soit : $2e \approx x^2/R$.

Donc la différence de marche en fonction de R et x devient :

$$* \text{ Par réflexion : } \delta_r = x^2/R + \lambda/2 \quad (1).$$

$$\text{Equation des franges sombres : } \delta_r = k\lambda + \lambda/2 \quad (2).$$

En comparant (1) et (2) on a : $x^2/R = k\lambda$.

Donc le rayon du $k^{\text{ème}}$ anneau est :

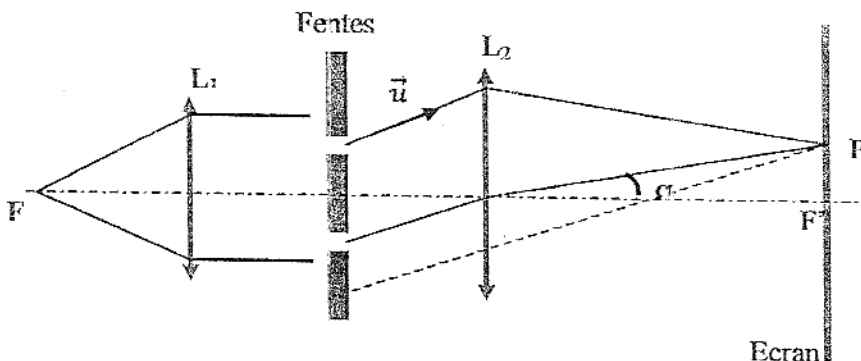
$$x_k = \sqrt{k\lambda R} \quad (k \text{ entier})$$

Les franges d'interférences sont donc en formes circulaires (des anneaux concentriques en O) localisées au voisinage du point de contact O, entre la lentille plan convexe et la lame à faces parallèles.

Fig.6 : Franges d'interférences circulaires appelées « Anneaux de Newton », la frange centrale est brillante.

III - Diffraction par deux fentes identiques et parallèles distantes de d et sous incidence normale

Dispositif expérimental :



Le spectre observé sur l'écran

a°) On peut exprimer la répartition de l'intensité lumineuse résultante, diffractée par une double fente dans une direction $\vec{u}$, et en un point P(x) d'un écran d'observation E, en utilisant l'expression classique de l'intensité lumineuse résultante des interférences de deux fentes très fines et identiques donnée par : $I(\varphi) = 2I_0(1 + \cos\varphi)$ avec : $I_0 = a_0^2 = \text{constante}$

Si les fentes ont une certaine largeur a, Le phénomène de diffraction n'est plus négligeable et dans ce cas le terme $I_0 = a_0^2$ n'est plus constant, il faut le remplacer par I_F tel que :

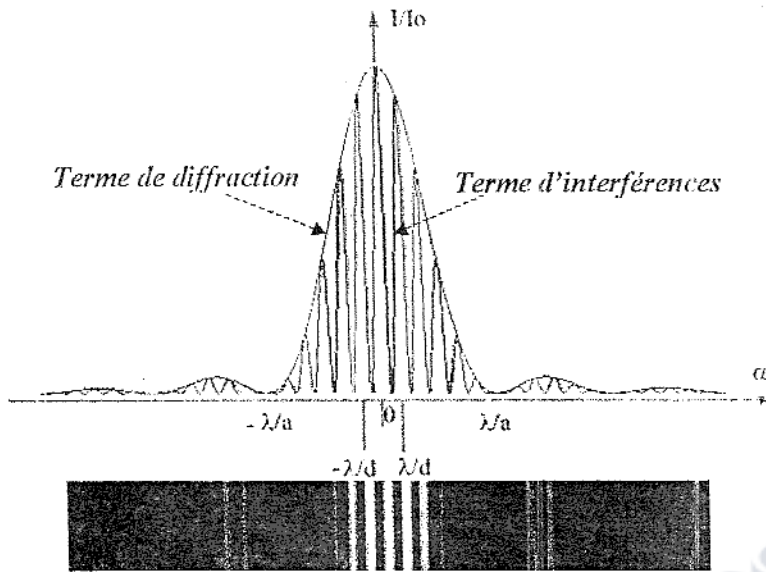
$$I(x) = 2I_F(1 + \cos\varphi), \quad \text{avec : } \varphi = \frac{2\pi dx}{\lambda f} \quad \text{et} \quad I_F = I_0 \text{sinc}^2\left(\frac{\pi a \alpha}{\lambda}\right)$$

Où I_F est l'intensité résultante diffractée par une fente de largeur a. $\text{tg}\alpha \approx \alpha = x/f$

b°) Les minima de I_F sont tels que : $I_F = 0 \Rightarrow \left(\frac{\pi a x}{\lambda f}\right) = k\pi \Rightarrow x_k = k \frac{\lambda f}{a} \quad (k \in \mathbb{Z})$

On observe sur un écran d'observation des franges d'interférences rectilignes modulées par le phénomène de diffraction provoqué par les fentes.

Figure de diffraction :



Elle s'observe dans le plan focal image d'une lentille convergente L_2 , placée après le plan des fentes. A la direction α correspond le point P tel que : $x_k = \alpha f$ (α étant petit)

La largeur du maximum principale de diffraction est donnée par : $L = 2\lambda f/a$;

Et à l'intérieur du maximum principal, on observe des franges d'interférences brillantes et sombres. Les franges brillantes correspondent à :

$$\cos(2\pi \alpha d / \lambda) = 1 \Rightarrow \alpha_k = k\lambda/d$$

Les franges d'intensité maximale sont donc données par : $x_{\max} = k\lambda f/d \quad (k \in \mathbb{Z})$

IV - DIFFRACTION PAR UN RESEAU PLAN

1°) **Définition** : Un réseau plan est constitué d'un ensemble de fentes identiques, parallèles et équidistantes, séparées par un intervalle opaque. Ces fentes sont les traits du réseau, la distance entre deux fentes voisines est la période (ou le pas) du réseau que l'on notera a . Le nombre total de traits éclairés (noté N) est une autre caractéristique importante du réseau. La largeur totale du réseau est L telle que : $L = Na$.

La lumière incidente est diffractée par les différentes fentes, si le réseau fonctionne en transmission, le dispositif d'observation permet d'étudier la figure d'interférence de toutes les ondes lumineuses diffractées par les différentes fentes dans une direction θ donnée.

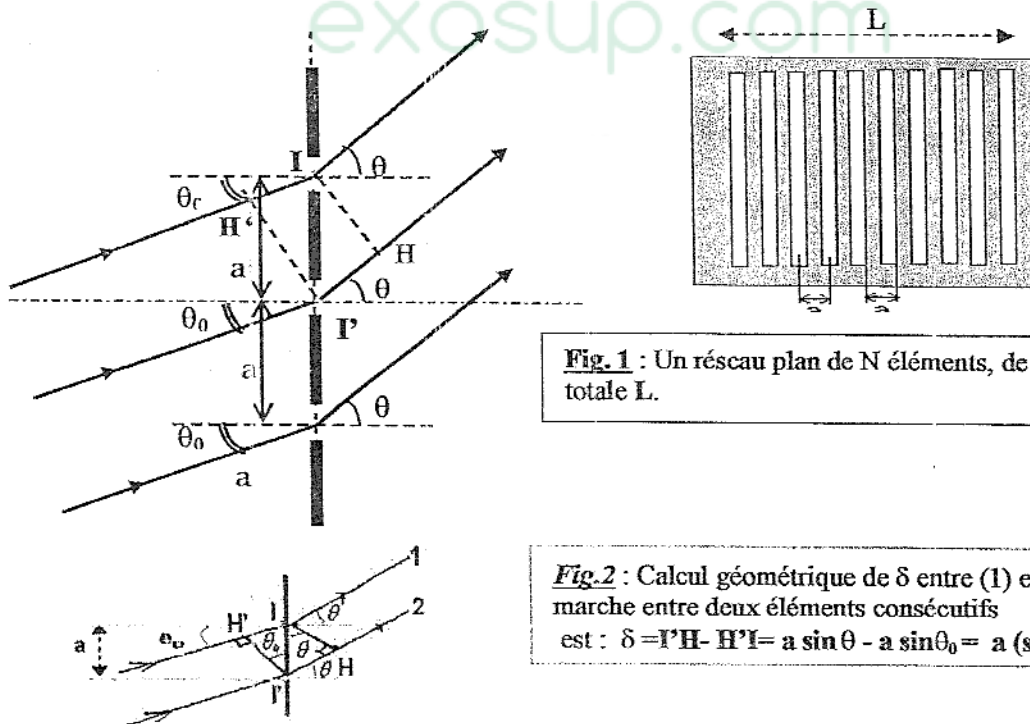


Fig. 1 : Un réseau plan de N éléments, de pas a , et de largeur totale L .

Fig. 2 : Calcul géométrique de δ entre (1) et (2). La différence de marche entre deux éléments consécutifs est : $\delta = I'H - H'I = a \sin \theta - a \sin \theta_0 = a (\sin \theta - \sin \theta_0)$

On note a la période du réseau, N le nombre de traits, λ : la longueur d'onde d'éclairage. Le retard optique entre deux éléments consécutifs (1) et (2) sera donc : $\delta = a \sin \theta - a \sin \theta_0 = a (\sin \theta - \sin \theta_0)$

La condition d'interférences constructives s'écrit : $\sin \theta - \sin \theta_0 = m \frac{\lambda}{a}$; Cette condition rend compte que

le déphasage ϕ entre les amplitudes complexes issues des deux éléments consécutifs (1) et (2), vaut : $2\pi\delta/\lambda$ (ou bien, de façon équivalente, que la différence de marche vaut : $\delta = m\lambda$, avec : $m \in \mathbb{Z}$, l'ordre d'interférence.

Remarque : En incidence normale sur (R) : $\sin \theta_0 = 0$, le retard optique entre deux éléments consécutifs sera donc : $\delta = a \sin \theta = m\lambda$ avec : $a = \frac{1}{N}$; (N en m^{-1}).

2°) Montage de diffraction à l'infini par transmission d'un réseau plan (R)

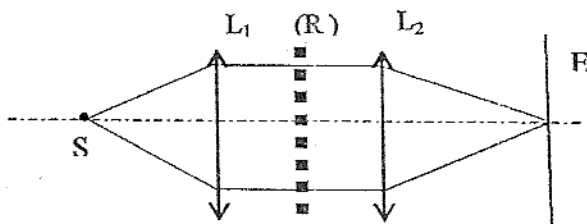
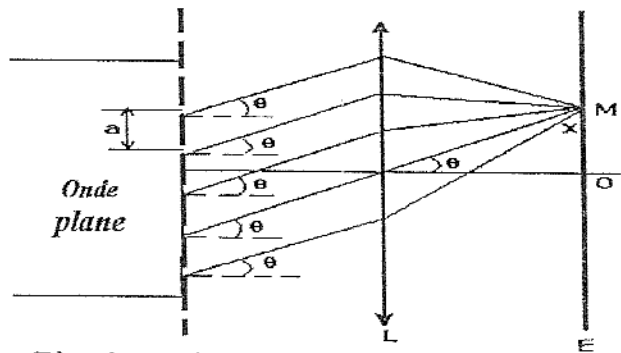


Fig.3: Schéma de montage de diffraction d'un réseau (R) par transmission.



(R) : réseau plan

3°) L'expression de l'intensité résultante, diffractée par un réseau plan (R)

Chacune des N fentes de largeur e , qui sont équidistantes de a : pas du réseau. La largeur totale du réseau étant L . L'intensité résultante en un point P de l'écran E , diffractée par le réseau plan (R) est de la forme :

$$I(x) = I_0 \sin^2(\Phi) \frac{\sin^2\left(\frac{N\phi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}$$

Avec : $\phi = 2\pi\delta/\lambda$; $\delta = a \sin \theta \approx a\theta = ax/f$

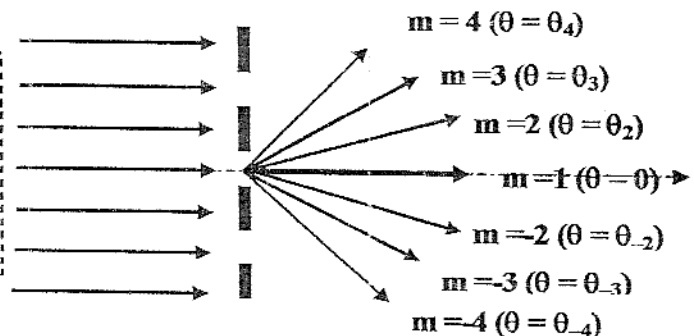
et : $\Phi = 2\pi e/\lambda = 2\pi x e/\lambda f$

θ : direction de diffraction

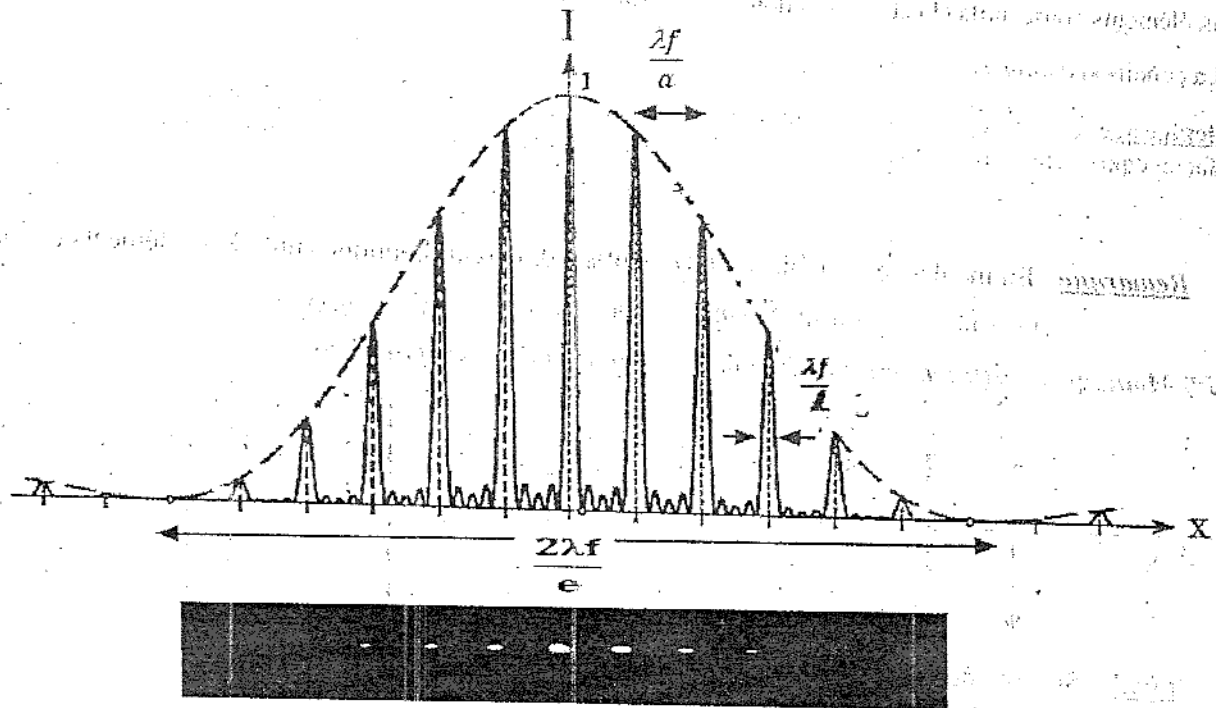
Les maximums d'intensité sont donnés par : $\sin(\phi/2) = 0 \Rightarrow \phi = 2m\pi = 2\pi\delta/\lambda$ avec : $\delta = a \sin \theta$
 $\Rightarrow \delta = a \sin \theta = m\lambda$ ($m \in \mathbb{Z}$).

Si θ est petit : $\tan \theta \approx \theta = x/f \Rightarrow \delta = a \sin \theta \approx a\theta = ax/f = m\lambda \Rightarrow X_m = m \lambda f/a$

Fig.4: Cette figure montre les différents ordres de diffraction : (0 ; ± 1 ; ± 2 ; ± 3) tels que : $\delta = a \sin \theta = m\lambda$ ($m \in \mathbb{Z}$).
 L'ordre principal qui correspond au maximum principal est tel que ($m = 0$).



4°) Figure de diffraction d'un réseau plan de pas a et de largeur L , dans le plan focal d'un objectif (L_2) de focal f .



5°) Dispersion angulaire :

Considérons deux ondes planes de longueurs d'ondes voisines λ et $\lambda + d\lambda$, qui tombent sur le réseau en faisant le même angle d'incidence θ . L'écart $d\theta$, entre les angles que font les ondes diffractées, est obtenu à partir de la relation : $a \sin \theta = m\lambda$.

En effet, en différentiant, on trouve : $a \cos \theta d\theta = m d\lambda$, et la dispersion angulaire D_a est donnée par :

$$D_a = d\theta/d\lambda = m/a \cos \theta.$$

On constate que plus l'ordre m est grand et le pas a est petit plus le réseau est dispersif

V – Applications : Les interféromètres

α - L'interféromètre de Michelson

Définition : Un interféromètre de Michelson est constitué d'une séparatrice S_p , inclinée de 45° par rapport aux deux miroirs plans M_1 et M_2 (voir figure), et d'une lame compensatrice C , parallèle à S_p (de même indice et de même épaisseur que la séparatrice S_p), éclairé par une source étendue S_e de lumière parallèles et monochromatique.

1° - Réglage en contact optique : $\delta = 0$, pour ce réglage il faut que :

- * $M_1 \perp M_2$ et à la même distance de la séparatrice S_p .
- * S_p et C ont même inclinaison : 45° , et par conséquent M'_1 image de M_1 par la séparatrice S_p , coïncide avec M_2 . Ainsi que M'_2 image de M_2 par la séparatrice S_p , coïncide avec M_1 .
- * La différence de marche δ étant nulle, pas d'interférence.

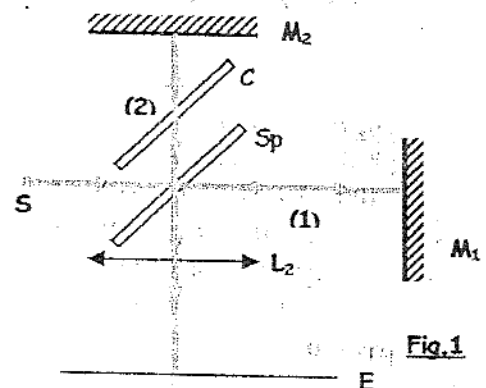


Fig.1

2° - Réglage en lame d'air à faces parallèles:

L'interféromètre est réglé préalablement en contact optique ($\delta=0$). M_2 étant fixe, on translate le miroir M_1 parallèlement à son plan d'une distance d , de manière à former une lame d'air à faces parallèles d'épaisseur d , entre M_2 et M'_1 : image de M_1 par Sp . La différence de marche introduite par cette lame est : $\delta = 2d$.

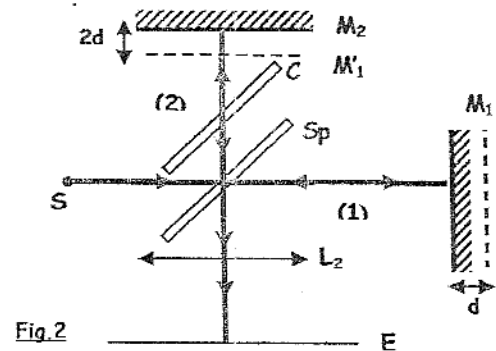


Fig.2

On observe à la sortie de l'interféromètre et dans le plan focal image de la lentille L_2 , des franges circulaires (des anneaux). Ce sont des franges d'égale inclinaison.

3° - Réglage en lame d'air à épaisseur variable:

L'interféromètre est réglé d'abord, en contact optique ($\delta=0$). M_2 étant fixe, on fait tourner le miroir M_1 d'un angle α petit par rapport à sa position initiale, de manière à former un coin d'air (une lame à épaisseur variable) entre M_2 et M'_1 : image de M_1 par Sp . La différence de marche introduite par cette lame est : $\delta = 2e = 2\alpha x$.

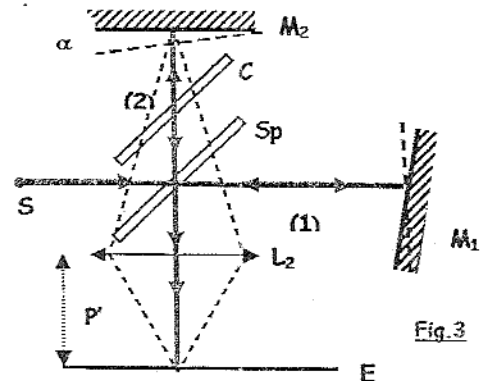


Fig.3

On observe à la sortie de l'interféromètre et dans le plan image de la lentille L_2 , des franges rectilignes équidistantes et parallèles, alternativement sombres et brillantes localisées sur la lame. Ce sont des franges d'égale épaisseur.

β - L'interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder est réglé préalablement en contact optique (le retard optique δ , entre les deux trajets (1) et (2) étant nul, les deux miroirs plans M_1 et M_2 sont parallèles ainsi que les deux séparatrices G_1 et G_2). L'interféromètre est éclairé par un faisceau de lumière parallèle et monochromatique de longueur d'onde λ .

Si on intercale, sur le trajet (2) de l'interféromètre, un récipient rempli d'un liquide d'indice N , en forme de prisme (Pr) d'arrêt A, et d'angle petit α (voir figure). L'incidence sur le récipient (Pr) en I (qui correspond à la distance $AI = x$ et à l'épaisseur e) est normale sur celui-ci en I (l'incidence $i = 0$) (Fig.3).

Sur l'autre trajet (1) on intercale un autre récipient identique au premier mais vide. Les parois des récipients sont négligeables devant le volume du liquide, α étant petit, et les deux récipients sont disposés dans le système de la même manière.

A la sortie de l'interféromètre, et sur un écran d'observation (E), situé à une distance p' de la lentille convergente L_1 , on observe le phénomène d'interférence.

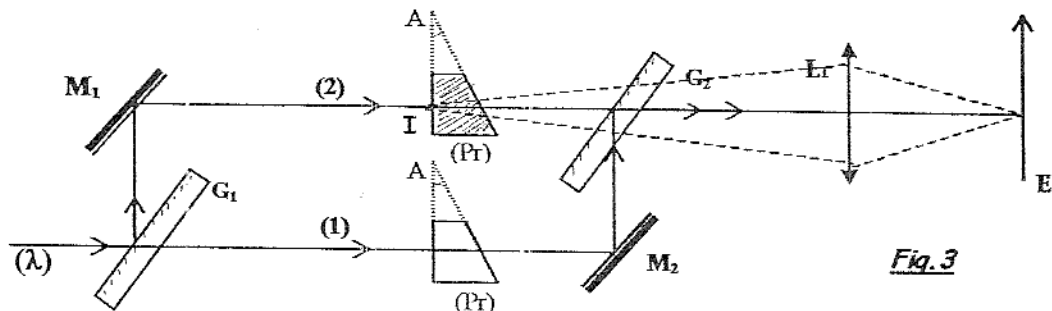
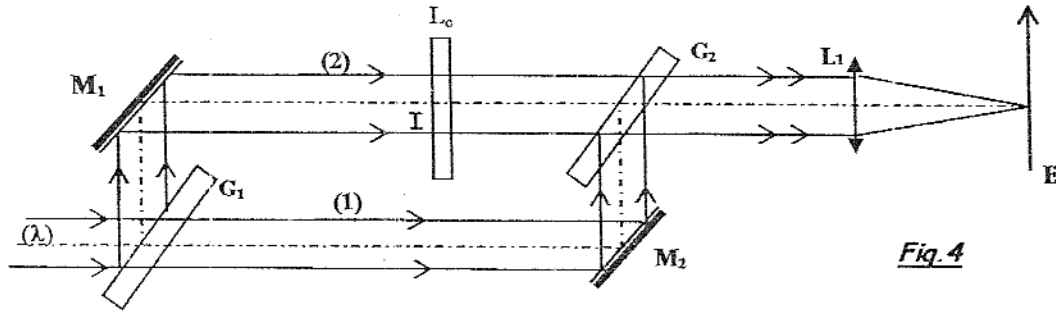


Fig.3

On observe donc, à la sortie de l'interféromètre et dans le plan image de la lentille L_1 , des franges rectilignes équidistantes et parallèles, alternativement sombres et brillantes, localisées sur la lame. **Ce sont des franges d'égale épaisseur.**

Si on intercale, sur le trajet (2) de l'interféromètre, une lame en verre (n, e) à faces parallèles L_c (voir figure). L'incidence en I sur la lame est normale (l'incidence $i = 0$) (Fig.4).

A la sortie de l'interféromètre, et sur un écran d'observation (E), situé à une distance p' de la lentille convergente L_1 , on observe le phénomène d'interférence.



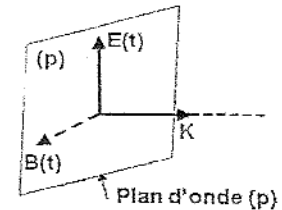
La différence de marche introduite par L_c (disposée $\perp$ au faisceau (2)) est : $\delta_L = (n-1)e$. On observe donc, à la sortie de l'interféromètre et dans le plan focal image de la lentille L_1 , des franges circulaires, alternativement sombres et brillantes. Ce sont des franges d'égale inclinaison. Le rayon du k^{me} anneau est donné par :

$$\rho_k = f \cdot i_k = f \sqrt{k} \sqrt{\frac{\lambda n}{e}}$$

VI : Quelques éléments sur la polarisation de la lumière

Introduction:

Rappelons que la lumière est une onde électromagnétique (E, B) composée d'un champ électrique : $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$ et d'un champ magnétique : $B(t) = B_0 \cos(\omega t)$ et dont le comportement, dans le domaine de la polarisation optique, peut être représenté simplement par **le vecteur champ électrique $E(t)$ seulement.**



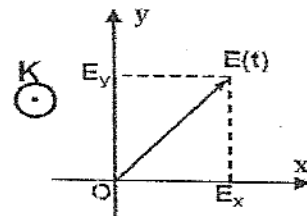
La plupart des sources usuelles émettent une lumière dont la polarisation n'est pas stationnaire, on parle alors d'une **lumière naturelle** ou **lumière non polarisée**.

Cependant, on sait transformer (**polariser**) la lumière naturelle de telle sorte que son état de polarisation soit parfaitement défini dans temps.

I - Les différents états de polarisation :

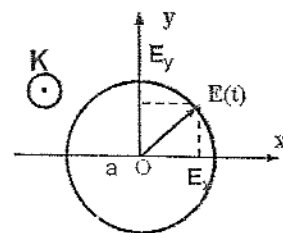
1°- Polarisation rectiligne :

Lors d'une vibration, l'extrémité du champ électrique $E(t)$ en un point donné de l'espace décrit un segment de droite.



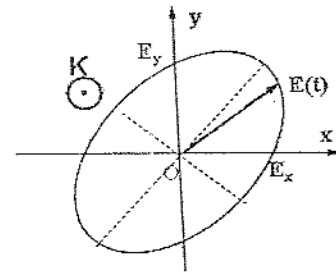
2°- Polarisation circulaire :

Lors d'une vibration, l'extrémité du champ électrique $E(t)$ en un point donné de l'espace décrit un **cercle**.



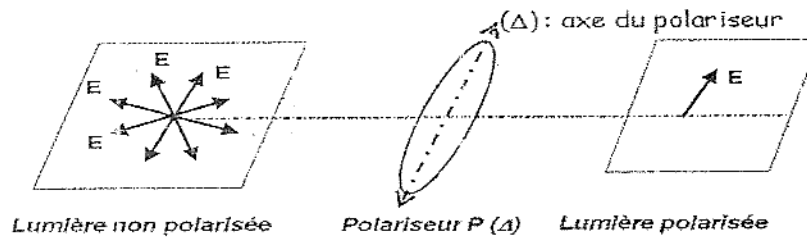
3°- Polarisation elliptique :

Lors d'une vibration, l'extrémité du champ électrique $E(t)$ en un point donné de l'espace décrit une ellipse.



II – Polariseurs (par transmission) P:

Définition : Un polariseur par transmission P est système optique qui permet de sélectionner dans la lumière naturelle incidente, une lumière polarisée rectilignement. Il est caractérisé par sa **direction privilégiée** (Δ) qui définit son axe optique.

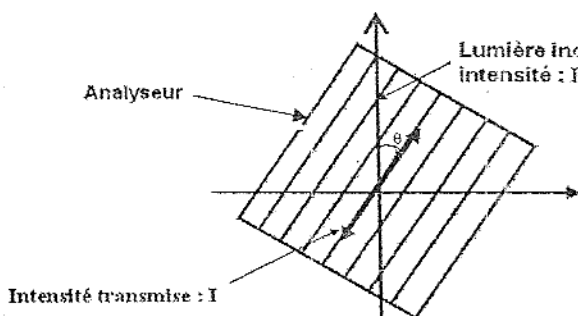
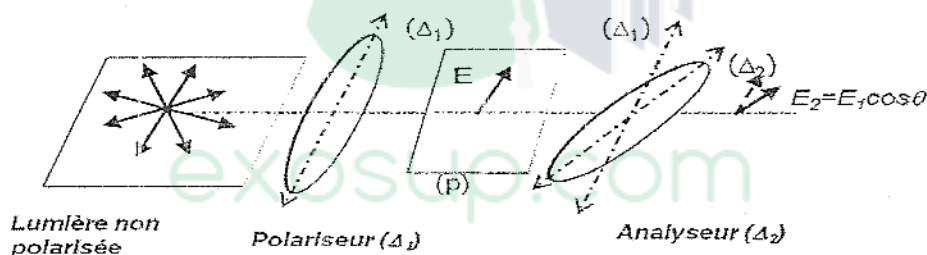


A°- Polarisation rectiligne :

Si le vecteur champ électrique $E(t)$ de l'onde incidente garde le même azimut (même direction),

- la lumière est dite polarisée dans un plan (p)
- ou polarisée linéairement
- ou polarisée rectilignement.

Loi de Malus :



Enoncé : Si la direction de l'analyseur fait un angle θ avec la lumière polarisée incidente, l'intensité I transmise par l'analyseur est égale à:

$$I = I_0 \cos^2 \theta \quad (1)$$

B°- Lames biréfringentes : Polarisation elliptique ou circulaire

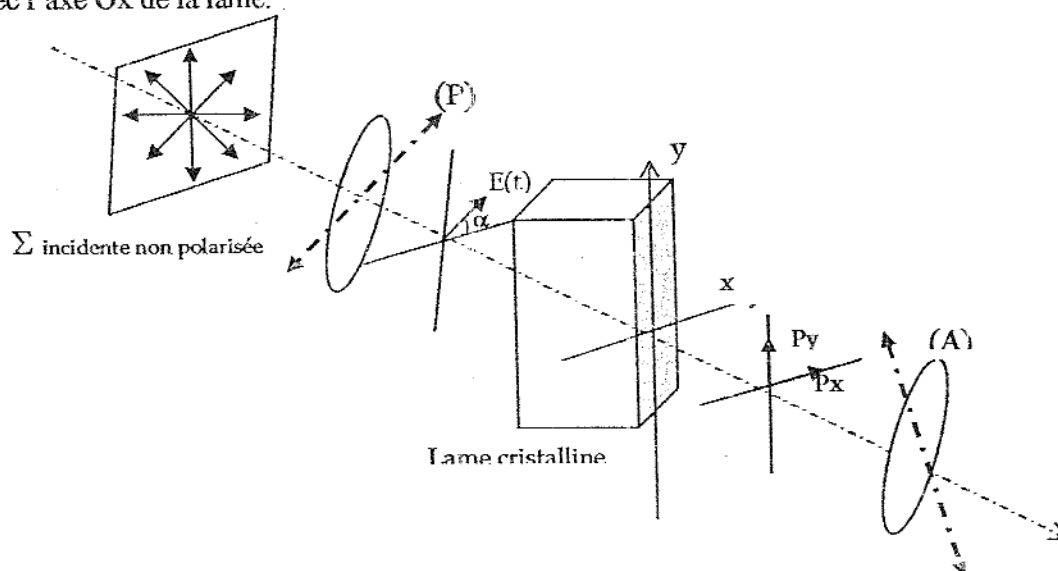
Pour produire de la lumière polarisée elliptiquement ou circulairement, on utilise des lames biréfringentes.

a°-Définition : Une lame biréfringente est une lame à faces parallèles taillée dans un milieu n'ayant pas les mêmes propriétés optiques selon toutes les directions. Elle est caractérisée par deux axes orthogonaux (Ox , Oy) parallèles aux faces de la lame. La direction de l'onde incidente $E(t) = E_0 \cos \omega t$, polarisée rectilignement par un polariseur P, faisant un angle α avec l'axe Ox , se décompose selon les axes de la lame comme suit:

$$\begin{aligned} P_x &= E_0 \cos(\omega t) \cos(\alpha) \\ P_y &= E_0 \cos(\omega t) \sin(\alpha) \end{aligned}$$

b°-Traversé d'une lame cristalline par une vibration lumineuse polarisée rectilignement

La lame étant placée entre deux polariseurs (P et A). La vibration incidente sur la lame faisant un angle α avec l'axe Ox de la lame.



Pour une vibration incidente de pulsation ω , les composantes, à l'entrée de la lame, suivant les axes de celle-ci, sont donc :

$$P_x = E_0 \cos(\omega t) \cos(\alpha)$$

$$P_y = E_0 \cos(\omega t) \sin(\alpha)$$

À la sortie de la lame, ces composantes, transmises suivant des vitesses différentes, se trouvent déphasés l'une par rapport à l'autre :

$$P'_x = E_0 \cos(\omega t) \cos(\alpha)$$

$$P'_y = E_0 \cos(\omega t - \varphi) \sin(\alpha)$$

Ce déphasage est : $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y) e$, la quantité : $n_x - n_y$ est la biréfringence de la lame et e son épaisseur.

C° - L'expression de l'intensité lumineuse résultante transmise par une lame cristalline, placée entre deux polariseurs croisés (P & A)

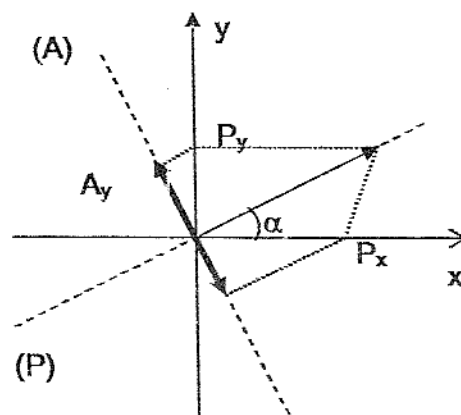
Cette figure montre que les vibrations émergentes sont encore parallèles à la direction de (A), mais déphasées l'une par rapport à l'autre. Ces composantes s'écrivent:

$$A_x = P'_x \sin(\alpha) = -E_0 \cos(\alpha) \cos(\omega t) \sin(\alpha)$$

$$A_y = +P'_y \cos(\alpha) = +E_0 \sin(\alpha) \cos(\omega t - \varphi) \cos(\alpha)$$

D'où la vibration résultante :

$$\begin{aligned} A &= A_x + A_y = E_0 \cos(\alpha) \sin(\alpha) [-\cos(\omega t) + \cos(\omega t - \varphi)] \\ &= E_0 \cos(\alpha) \sin(\alpha) [-2\sin(\omega t - \varphi/2) \sin(\varphi/2)] \\ &= -E_0 \sin(2\alpha) \sin(\varphi/2) \sin(\omega t - \varphi/2) \\ &\Rightarrow I(\varphi) = A^2 \end{aligned}$$



Donc l'intensité résultante est: $I(\varphi) = I_0 \sin^2(2\alpha) \sin^2(\varphi/2)$;
 $\delta = Ane$: la différence de marche due à la biréfringence

Avec : $\varphi = (2\pi/\lambda)(n_x - n_y)e = 2\pi\delta/\lambda$

d°- Lignes neutres d'une lame biréfringente :

Les lignes neutres d'une lame biréfringente sont les seules directions suivant lesquelles une vibration rectiligne puisse traverser cette lame sans **modification**, c'est-à-dire en restant polarisée rectilignement.

Remarque : Si la lame est placée entre deux polariseurs croisés, aucune lumière n'est transmise selon ces lignes neutres.

e°- Cas d'une lame quart d'onde:

Au cours de la manipulation (de TP), on utilise une lame biréfringente particulière (*lame quart d'onde*), qui reçoit une vibration rectiligne $E(t)$. La lame décompose cette vibration en deux composantes x et y , dont le déphasage est : $\phi = \pi/2$.

Si la lumière utilisée a une longueur d'onde λ , le déphasage s'écrit : $\phi = 2\pi \delta/\lambda = \pi/2$; D'où : $\delta = \lambda/4$.

δ est la différence de marche entre les deux composantes x et y de $E(t)$, et vaut *un quart d'une longueur d'onde* ($\lambda/4$).

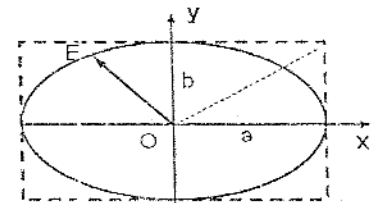
De même, *une lame demi-onde* crée un déphasage : $\phi = \pi$, et une différence de marche : $\delta = \lambda/2$.

α° - Polarisation elliptique

Une onde est polarisée *elliptiquement*, si l'extrémité de son vecteur champ électrique $E(t)$ décrit, au cours du temps, une ellipse dans le plan d'onde (p). L'origine du vecteur $E(t)$ est au centre de l'ellipse.

Ox et Oy sont les axes de l'ellipse dans le plan d'onde, les composantes du champ électrique E selon x et y s'écrivent :

$$\begin{aligned}x &= a \cos(\omega t) \\ y &= b \sin(\omega t)\end{aligned}$$



a et b étant positifs, Si on élimine t entre x et y on obtient l'équation d'une ellipse: $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$,

Les demi longueurs des axes de l'ellipse sont a et b .

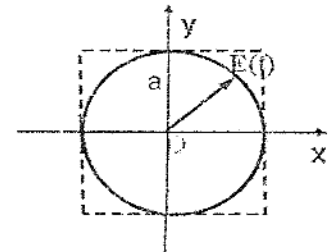
β° - Cas particulier : Polarisation circulaire:

Si l'extrémité du vecteur champ électrique $E(t)$ décrit, au cours du temps, un cercle dans le plan d'onde (p) ($a = b$). L'origine du vecteur $E(t)$ est au centre du cercle. Il s'agit donc d'une vibration polarisée circulairement.

$$\begin{aligned}x &= a \cos(\omega t) \\ y &= a \sin(\omega t)\end{aligned}$$

En éliminant t entre x et y on obtient l'équation d'un cercle :

$$x^2 + y^2 = a^2$$



En pratique :

Si on utilise une lame biréfringente **quart d'onde**, et on a, en plus, l'angle $\alpha = \pi/4$, (l'angle que fait la vibration incidente avec l'axe Ox de la lame) les amplitudes des deux composantes x et y sont égales ($a=b$) et la polarisation devienne circulaire.

